

CONFERENZE E SEMINARI

Durante l'anno 1965 e i primi quattro mesi del 1966 sono stati tenuti presso i Laboratori di Fisica sessanta seminari, i cui riassunti sono raccolti nei rapporti dei Laboratori stessi (ISS 65/18, ISS 65/29, ISS 65/50, ISS 66/29).

Fra questi ne sono stati scelti sei di più generale interesse, i cui riassunti vengono riportati di seguito.

Fluttuazioni della radiazione elettromagnetica (*)

GIULIANO TORALDO DI FRANCA

Istituto di Fisica Superiore dell'Università di Firenze

Il problema della coerenza e delle fluttuazioni è sempre stato attuale nello studio della radiazione elettromagnetica, pur variando le tecniche, sia matematiche sia teoriche, usate per la risoluzione dello stesso. La fase attuale riguarda il tentativo di formulare una teoria quantistica della coerenza. Nel seminario ci si è occupati di fasci di radiazione elettromagnetica (ottici) trascurando tutte le questioni relative alla focalizzazione.

Si consideri il fascio di radiazione ottica polarizzato in modo che il campo elettrico E si possa trattare come una quantità scalare, reale, denotandola con $V_r(t)$. Una simile trattazione ha però l'inconveniente di presentare delle frequenze negative. Quello che si fa per evitare una simile situazione consiste nel completare la $V_r(t)$ con una parte immaginaria. Il risultato di questa operazione viene chiamato $V(t)$, segnale analitico, e ha quindi la forma :

$$V(t) = V_r(t) + i V_i(t).$$

Il segnale analitico è inoltre suscettibile di uno sviluppo in integrale di Fourier, cioè vale la :

$$V(t) = 2 \int_0^{\infty} A(\nu) e^{2\pi i \nu t} d\nu.$$

La teoria generale delle trasformazioni lineari mostra inoltre come la $V_i(t)$ coincida con la trasformata Hilbertiana della $V_r(t)$. Tale risultato è anche facilmente deducibile dalle regole di dispersione. Con queste defini-

(*) Conferenza tenuta nell'Istituto Superiore di Sanità il 4 febbraio 1965.

zioni l'intensità punto per punto si ricava facendo il valore medio del vettore di Poynting. Il risultato è che (a meno di una costante di proporzionalità, che viene omessa):

$$I = V(t) V^*(t).$$

In generale, se si considera una sorgente reale, si trova che la I fluttua molto rapidamente, tanto che l'occhio non si accorgerà di queste fluttuazioni, ma farà direttamente una media. Ciò che quindi l'occhio vede è la quantità $I = \overline{V(t) V^*(t)}$. Si osservi che a rigore la media non dovrebbe essere fatta sul tempo, ma su un insieme costituito da un numero molto grande di sorgenti. Ci si accontenterà però della media temporale, supponendo quindi tacitamente verificata l'ipotesi ergodica, cioè il fatto che la statistica si ripeta identica nel tempo. Fatte queste ipotesi e supponendo di avere in istudio un segnale ottico quasi monocromatico, di larghezza $\Delta\nu$, ci si è proposti di studiarne le fluttuazioni. Si può pensare che una sorgente S , attraverso un filtro monocromatizzatore, illumini uno schermo opaco.

Si chiamino V_1 e V_2 i segnali analitici in due punti distinti dallo schermo; si domanda: che correlazione c'è tra i due segnali? Per rispondere a questa domanda conviene partire dalla media $\overline{V_1(t + \tau) V_2(t)}$ che verrà indicata con $\Gamma_{12}(\tau)$. Da questa definizione discende ovviamente che se le due sorgenti sono incorrelate è $\Gamma_{12}(\tau) = 0$, mentre $\Gamma_{11}(0) = I_1$ e $\Gamma_{22}(0) = I_2$. In generale si suole normalizzare la funzione $\Gamma_{12}(\tau)$, giungendo alla funzione normalizzata:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1 \cdot I_2}}$$

che prende il nome di grado di coerenza. Dall'applicazione della disuguaglianza di Schwartz discende poi che sempre $|\gamma_{12}(\tau)| \leq 1$. L'incoerenza è descritta da una $\gamma_{12}(\tau) = 0$. Si potrebbe inoltre mostrare che $|\gamma_{12}|$ coincide con il grado di visibilità delle frange in un interferometro di Young, definita come:

$$v = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Zernike ha dimostrato che, per trovare la coerenza tra due punti P_1 e P_2 di uno schermo opaco illuminato da una sorgente incoerente, si può sostituire al posto del disco sorgente un foro da cui converga in P_1 un'onda coerente. La correlazione richiesta è eguale al rapporto fra l'ampiezza complessa che in tal caso si ha in P_1 e quella che si ha in P_2 , per effetto della diffrazione.

La seconda domanda che ci si pone è relativa alla natura della statistica della radiazione incoerente. È stato verificato che essa segue

una distribuzione gaussiana. La distribuzione di probabilità risulta del tipo:

$$P(I) dI = \frac{I}{\bar{I}} e^{-I/\bar{I}} dI.$$

Come sono ora distribuite le fluttuazioni? Se la fluttuazione vale $\Delta I = I - \bar{I}$, il prodotto di correlazione dell'intensità in P_1 e P_2 risulta essere:

$$\overline{\Delta I_1(t + \tau) \Delta I_2(t)} = \bar{I}_1 \bar{I}_2 |\gamma_{22}(t)|^2.$$

Questo risultato, unitamente al teorema di Zernike, ha dato luogo a un'applicazione molto elegante. Hanbury-Brown e Twiss hanno costruito un interferometro a intensità o a correlazione, costituito da due specchi parabolici guardati da due fotomoltiplicatori. Dalle correlazioni delle intensità misurate si risale al grado di coerenza, e mediante il teorema di Zernike al diametro delle stelle. I periodi caratteristici di queste determinazioni vanno come $1/\Delta\nu$; ne segue che per avere T abbastanza lunghi bisogna filtrare molto la radiazione: con tale tecnica non si riescono tuttavia ad ottenere periodi più lunghi del nanosecondo. Come si può fare ora una trattazione semiclassica? Si supponga di avere un fotocatodo colpito da radiazione elettromagnetica. Si chiami $\alpha I dt$ la probabilità che un fotoelettrone venga estratto fra t e $t + dt$ e $p(n, T, t)$ la probabilità che n fotoelettroni vengano estratti tra t e $t + T$. Applicando la statistica di Poisson si ottiene:

$$p(n, T, t) = \frac{1}{n!} \left[\alpha \int_t^{t+T} I(t') dt' \right]^n e^{-\alpha \int_t^{t+T} I(t') dt'}$$

Facendo la media sulla già detta distribuzione gaussiana $P(I)dI$, si arriva a scrivere per T abbastanza piccolo:

$$p(n, T) = \frac{1}{(1 + \bar{n}) \left(1 + \frac{1}{\bar{n}}\right)^n}$$

con \bar{n} numero medio di elettroni emesso nell'intervallo T .

Questo numero medio si può ottenere trattando il caso di un gas di Bose-Einstein.

Essendo la fluttuazione $\Delta n = n - \bar{n}$, si ricava $\Delta n^2 = \bar{n} (1 + \bar{n})$. Si deve tenere conto del fatto che i fotoni sono bosoni: classicamente si sarebbe ottenuto, invece, $\overline{\Delta n^2} = \bar{n}$; si deve perciò pensare che si ha una maggiore probabilità di trovare un fotone dove ce ne sono in maggior numero.

La frequenza di coincidenza ritardata, per unità di tempo, risulta nella esperienza di Hanbury-Brown e Twiss:

$$R = r_1 r_2 [1 + |\gamma_{12}|^2]$$

in cui la quantità $|\gamma_{12}|^2$ tiene proprio conto del fatto che le coincidenze non sono del tutto indipendenti, tendendo i fotoni a raggrupparsi.

Glauber, della Harvard University, ha sviluppato la teoria moderna, basandosi sull'elettrodinamica quantistica. Prendendo in considerazione gli operatori di distruzione e di creazione, a^- e a^+ , si può scrivere l'operatore vettore campo elettrico come:

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum \left[\underbrace{u_\lambda(\mathbf{r}) e^{-i\omega_\lambda t} a_\lambda^-}_{E^{(+)}} - \underbrace{u_\lambda^*(\mathbf{r}) e^{+i\omega_\lambda t} a_\lambda^+}_{E^{(-)}} \right]$$

dove u_λ esprime il fattore di forma. Il primo addendo rappresenta le frequenze positive, al contrario del secondo che rappresenta invece quelle negative. Prendere in questo caso solo le frequenze positive, $E^{(+)}$, ha qui un'importanza non solo formale, corrispondendo questo all'operatore di distruzione. Ci si deve ora calcolare l'elemento di matrice di transizione nel processo di estrazione di un elettrone da un atomo da parte di radiazione elettromagnetica. L'elemento di matrice risulta essere, tra gli stati iniziale e finale,

$$\langle f | E^{(+)} | i \rangle$$

in cui naturalmente $E^{(-)}$ non compare. Per ottenere la probabilità di transizione bisogna calcolarne il quadrato del modulo, cioè moltiplicare per il complesso coniugato. Si ottiene:

$$p = \sum_{\text{stati finali}} \langle i | E^{(-)} | f \rangle \langle f | E^{(+)} | i \rangle = \langle i | E^{(-)} E^{(+)} | i \rangle$$

dato che gli stati finali formano un sistema completo. Similmente per il calcolo delle coincidenze ritardate si ottiene il valore di aspettazione:

$$\langle i | E^{(-)}(\mathbf{x}_1) E^{(-)}(\mathbf{x}_2) E^{(+)}(\mathbf{x}_2) E^{(+)}(\mathbf{x}_1) | i \rangle.$$

Glauber ha introdotto la grandezza generalizzata:

$$G^{(n)} = \langle i | E^{(-)}(\mathbf{x}_1) \dots E^{(-)}(\mathbf{x}_n) E^{(+)}(\mathbf{x}_{n+1}) \dots E^{(+)}(\mathbf{x}_{2n}) | i \rangle$$

proporzionale ad una coincidenza di ordine n .

Normalizzando si ottiene:

$$g^{(1)}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{G^{(1)}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)}{\sqrt{G^{(1)}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_1) G^{(1)}(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_2)}};$$

per $|g^{(1)}| = 1$ si ha coerenza di ordine 1 e generalizzando si considerano coerenze di ordine qualsiasi. Se si ha coerenza a tutti gli ordini si trova che $P = P_1 P_2 \dots P_n$, cioè che, al contrario della trattazione classica, non si ha correlazione. Quanto accade si spiega poiché classicamente la correlazione è di tipo gaussiano, cioè la coerenza di ordine n è determinata da quella d'ordine 2.

Nel caso del laser, l'esperienza non trova il termine $|\gamma_{12}|^2$.

Una cosa curiosa è però che anche se si filtrasse fino a $\Delta\nu$ quali quelli che si ottengono nelle tecniche laser, la luce naturale presenterebbe sempre una distribuzione gaussiana e non mai una distribuzione tipo laser.

Esperienze per la produzione di plasmi molto densi e caldi al Laboratorio dei Gas Ionizzati di Frascati (*)

BRUNO BRUNELLI

Laboratori Gas Ionizzati del C.N.E.N., Frascati

Riferendosi alle grandezze n e T = densità e temperatura del plasma, si può dividere l'attività del Laboratorio Gas Ionizzati di Frascati in 3 filoni di ricerca:

- a) studio di plasmi ad alte n e T $n \gg 10^{13} \text{cm}^{-3}$ $T \gg 10^5$ °K
- b) studio di plasmi a basse n e T $n \ll 10^{13} \text{cm}^{-3}$ $T \ll 10^5$ °K
- c) studio di plasmi ad alta n e a bassa T $n \gg 10^{13} \text{cm}^{-3}$ $T \ll 10^5$ °K

Lo studio *a*), oltre a un interesse intrinseco, è utile anche per chi sta tentando di raggiungere le condizioni necessarie per il funzionamento di un reattore a fusione. Lo studio *b*) ha un interesse come ricerca pura sul plasma (si sono studiati interessanti fenomeni di carica spaziale ed è in istudio la propagazione di onde longitudinali in un plasma); mentre quello in *c*) è essenzialmente concentrato sullo studio della conversione diretta di calore in energia elettrica.

Sono state descritte tre esperienze del gruppo *a*), chiamate Cariddi, Mirapi e Mafin.

CARIDDI

Lo scopo principale di questa esperienza è quello di studiare onde d'urto di grande ampiezza (o più in generale disturbi di grande ampiezza) che si propagano in un plasma quando viene compresso rapidamente. L'interesse è duplice: un'onda d'urto rappresenta un possibile ed efficiente meccanismo per scaldare un plasma a temperature che interessano la fusione termonucleare. Inoltre, dal punto di vista della fisica del plasma, queste onde non sono state completamente capite e merita pertanto studiarle. Per questo studio si è adottata una compressione ortogonale o *theta-pinch* (Fig. 1).

La spira che avvolge il cilindro di scarica è percorsa da una forte corrente ($\sim 10^6$ A) sinusoidale smorzata generata dalla scarica di un banco di

(*) Conferenza tenuta nell'Istituto Superiore di Sanità il 25 marzo 1965.

condensatori: nel plasma, buon conduttore, vengono indotte delle correnti pellicolari azimutali, che, interagendo col campo magnetico assiale, implodono verso l'asse del tubo. Lo strato di corrente raggiunge rapidamente una

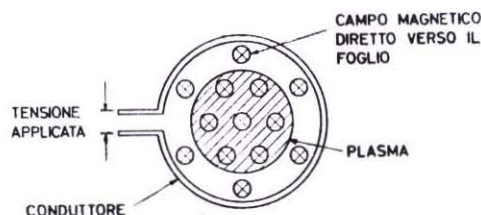


Fig. 1. — Sezione equatoriale del cilindro di scarica in un *pinch* ortogonale (o *theta-pinch*).

velocità radiale $v = c E/B$; esso agisce come un pistone sul plasma che nelle immediate vicinanze aumenta di pressione; se la velocità v eccede quella del suono nel gas, si genera rapidamente un'onda d'urto che avanza nel plasma.

Con Cariddi si stanno studiando le onde d'urto nelle seguenti condizioni:

1) $\alpha_0 = 0$, $B_0 = 0$ oppure $\alpha_0 = 0$ e $B_0 \neq 0$ (α_0 e B_0 sono il grado di ionizzazione e il campo magnetico preesistenti nel plasma): si vogliono studiare il *breakdown* in *theta-pinch* e i fronti ionizzanti che possono precedere l'onda d'urto (vedi quelli osservati nell'esplosione delle supernovae).

2) $\alpha_0 = 0$, $B \neq 0$: un campo magnetico iniziale cambia le onde d'urto idrodinamiche in onde d'urto idromagnetiche che si propagano attraverso B_0 . In particolare con Cariddi si vogliono studiare le onde idromagnetiche in assenza di collisioni. Questo problema è diventato recentemente di grande interesse anche perchè con le onde d'urto in assenza di collisioni si può spiegare l'andamento temporale delle tempeste magnetiche. Inoltre si invoca questo tipo di onde per spiegare l'accoppiamento idromagnetico tra il vento solare e la magnetosfera.

I fenomeni elencati avvengono durante la scarica in Cariddi e quindi in un tempo dell'ordine del μs . Alla loro descrizione partecipano molte grandezze fisiche non indipendenti tra loro, nel senso che la variazione di una di esse influenza le altre. Tuttavia con l'ausilio di grosse macchine calcolatrici (la 7040 dell'ISS e quella di Aldemastan) si è riusciti a descrivere l'andamento dei fenomeni in funzione di r e di t , servendosi di modelli basati sulle equazioni della magnetodinamica e sulla conoscenza delle sezioni d'urto di eccitazione, ionizzazione, scambio di carica, ecc.

Impiegando tecniche diagnostiche elettriche e fotografiche, si sono ottenuti dati sulla scarica [$B(r, t)$, $n(r, t)$, ecc.] in diverse condizioni iniziali; le misure ottenute si accordano abbastanza bene con i risultati dei calcoli numerici.

MIRAPI E MAFIN

Per comprendere compiutamente le ragioni che hanno suggerito queste due esperienze occorre ricordare le condizioni necessarie per il funzionamento di un reattore per la produzione di energia di fusione. Queste condizioni per un reattore a deuterio e trizio sono le seguenti;

1) $T \geq 4 \cdot 10^7$ °K (al di sotto di questa temperatura l'energia persa per *bremstrahlung* è minore dell'energia di fusione sviluppata).

2) Se n è la densità del plasma, il tempo τ di confinamento del plasma lontano dalle pareti deve soddisfare la condizione $n\tau \geq 10^{14}$ cm⁻³ s.

Nella Fig. 2 sono riportate le varie macchine finora realizzate su un piano cartesiano con la variabile T in ordinata e $(n\tau)$ in ascissa.

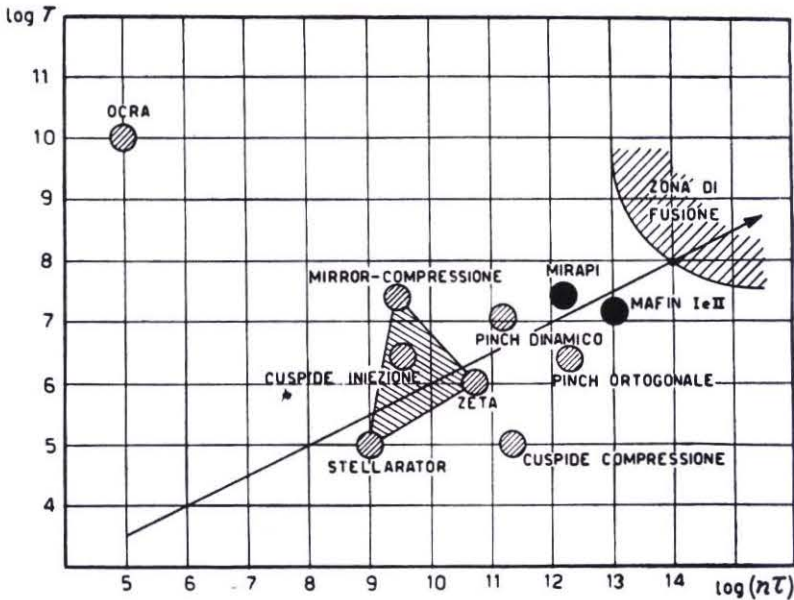


Fig. 2. — Situazione delle principali esperienze realizzate nel mondo nel tentativo di raggiungere le condizioni necessarie per un reattore a fusione (D. T.).

Nella marcia verso la zona di fusione le maggiori difficoltà si incontrano nel progredire lungo le ascisse date le difficoltà di aumentare τ . Il motivo è il seguente: nel descrivere Cariddi si è parlato di regioni occupate dal plasma separato da regioni occupate dal campo magnetico confinante e si può parlare di equilibrio tra pressione magnetica e pressione idrodinamica del plasma. Questo equilibrio può durare per tutto il tempo in cui non intervengono processi di rilassamento (diffusione, instabilità, turbolenze) che

tendono a mescolare il plasma con il campo magnetico. Quando intervengono questi processi, si arriva ad un equilibrio finale termodinamico in cui la distribuzione della densità di particelle non ha niente a che vedere con quella del campo magnetico. Sono questi processi di rilassamento che si cerca di eludere quando si cerca di allungare il tempo di confinamento τ , per arrivare a soddisfare la condizione necessaria per il funzionamento di un reattore a fusione: $n\tau > 10^{14}$.

Considerate le difficoltà su questa linea, le esperienze Mirapi e Mafin sono orientate ad aumentare n piuttosto che sforzarsi di aumentare τ contro natura.

Lo scopo di queste due esperienze è quello di generare una colonna densissima di plasma ($n \sim 10^{20}$) di raggi r_0 a una temperatura la più vicina possibile a $T \sim 10^8$ °K (Temp. di ignizione). L'energia di fusione verrebbe ricavata durante il breve tempo di espansione della colonna; espansione che, in assenza di confinamento, avviene con velocità:

$$v = \sqrt{\frac{2KT}{m_+}}$$

oppure con:

$$v_s = \frac{v}{x} \quad (x > 1)^*$$

se c'è un confinamento spaziale, la cui efficienza può essere misurata dal coefficiente x .

La condizione per il funzionamento di un tale reattore si trova facilmente: accontentandosi di ordini di grandezza si può scrivere:

$$w \left(n \sigma v \frac{r_0}{v_s} \right) > KT$$

(σ è la sezione d'urto per la reazione di fusione D, T che libera l'energia $\omega = 17,6$ MeV).

Alla temperatura $T > 10^8$ °K si trova $n r_0 \times 2 \cdot 10^{22}$ (cm⁻²).

Le due esperienze prevedono degli x diversi:

$$\text{(Mirapi)} \quad 1 < x < 5 \qquad \text{Mafin} \quad 100 < x < 500$$

e differiscono nel modo di produrre la colonna di raggio r_0 molto densa e calda; esse si possono scrivere così.

In Mirapi (Fig. 3) si arriva alla colonna di plasma di raggio r_0 facendo implodere una cortecchia sottile (1 cm) cilindrica di plasma verso l'asse del cilindro nel vuoto. L'implosione si ottiene facendo passare lungo le generatrici del cilindro iniziale (raggio 13 cm) di plasma un'intensa corrente di scarica di un banco di condensatori; il campo magnetico azimutale, intera-

gendo con le correnti che lo hanno prodotto, produce la forza che agisce sul plasma.

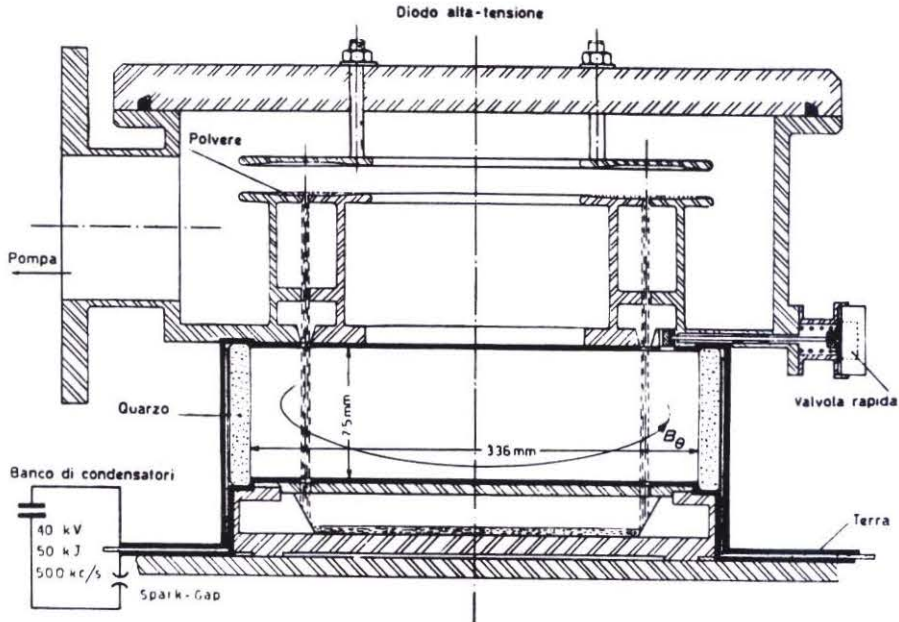


Fig. 3. — Schema dell'esperienza Mirapi.

In Mafin (Fig. 4) una colonna di plasma, generata lungo l'asse di un cilindro metallico, viene compresso fino al raggio r_0 da un campo magnetico crescente generato tra il plasma e il conduttore cilindrico; per aumentare il

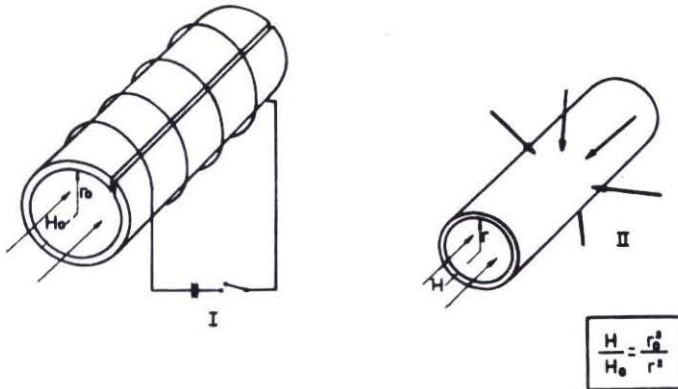


Fig. 4. — Illustrazione del principio di funzionamento delle esperienze Mafin.

campo magnetico da un valore iniziale B_0 a uno finale B , si produce l'implosione del cilindro metallico che contiene il campo magnetico. Questa implosione è prodotta usando un esplosivo che circonda il cilindro metallico.

Specificità delle amminoacil-RNA-sintetasi e traduzione del codice genetico (*)

GIORGIO TECCE

Istituto di Fisiologia Generale, Università degli Studi, Roma

La correttezza della traduzione del messaggio genetico dipende da una corretta lettura dell'RNA messaggero da parte degli anticodoni delle triplete dell'RNA solubile, e dal corretto attacco di ogni amminoacido all'RNA solubile specifico. La selettività di ogni amminoacil-sRNA-sintetasi sia per l'amminoacido che per l'RNA solubile gioca quindi un ruolo essenziale nella specificità della sintesi proteica.

Scarse sono le conoscenze attuali per quel che riguarda l'interazione specifica tra sintetasi, amminoacido ed RNA solubile. È stato riportato (NORRIS & BERG, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **52**, 330, 1964) che una isoleucil-RNA-sintetasi purificata di *Escherichia coli* è capace di catalizzare la formazione di valil-adenilati ma è incapace di legare la valina all'RNA solubile.

I nostri risultati, ottenuti con preparazioni parzialmente purificate di isoleucil-RNA-sintetasi estratte da *Bacillus stearothermophilus* confermano queste osservazioni, e permettono di approfondire il problema della specificità dell'interazione tra amminoacido, RNA solubile e sintetasi.

Il *Bacillus stearothermophilus* è un microorganismo che ha un optimum di crescita tra 60 e 65° C; esso fornisce un materiale di eccezionale termostabilità, il cui studio appare particolarmente interessante da un lato per approfondire il fenomeno della termofilia dall'altro perchè permette di studiare il sistema della attivazione degli amminoacidi e formazione dell'amminoacil-RNA solubile al variare della temperatura fino a temperature estremamente elevate. La isoleucil-RNA-sintetasi ottenuta da questo microorganismo mantiene ancora infatti tutta la sua attività nella attivazione della isoleucina fino a 85° C, mentre il secondo passo della reazione (formazione dell'amminoacil-RNA solubile) catalizzata dallo stesso enzima, cessa

(*) Conferenza tenuta nell'Istituto Superiore di Sanità il 1° dicembre 1965.

di avvenire già ad una temperatura di 70° C. Queste osservazioni da noi eseguite in precedenza erano state interpretate collegando il limite verso le alte temperature per la sintesi proteica (e quindi per la crescita del microorganismo termofilo) con la perdita della struttura secondaria dell'RNA solubile.

Come la isoleucil-RNA-sintetasi purificata da *E.coli* le nostre preparazioni, se usate a 50° C, catalizzavano anche la attivazione della valina, ma non la formazione del valil-RNA solubile. Le cose cambiano quando la temperatura aumenta: si assiste allora ad un brusco aumento (intorno a 70° C) nella formazione di valil-RNA solubile da parte di isoleucil-RNA-sintetasi, mentre altrettanto bruscamente diminuisce la formazione di isoleucil-RNA solubile da parte della stessa preparazione enzimatica nella zona tra 70 e 80° C.

Per stabilire se a queste temperature la valina si leghi all'RNA solubile specifico per la isoleucina o a quello specifico per la valina si sono fatti esperimenti di competizione a 75°C tra valina marcata e isoleucina fredda in eccesso. Il fatto che in queste condizioni la formazione di valil-RNA solubile diminuisca fortemente indica che la valina si lega all'RNA solubile specifico per la isoleucina.

Si possono avanzare diverse ipotesi per interpretare il meccanismo di questa errata interazione:

a) sopra 70° C si realizza qualche variazione conformazionale o una transizione di basi nella molecola di RNA solubile, che rende possibile l'interazione tra la valina ed il sito specifico per la isoleucina sull'RNA;

b) una variazione conformazionale nell'enzima rende possibile al complesso enzima-valil-adenilato di legarsi all'RNA solubile per la isoleucina e di trasferire ad esso la valina.

In ogni caso appare evidente che errori di codice al livello della interazione tra amminoacido ed RNA solubile possono avvenire a temperature elevate (avvengono anche per serina e treonina che si legano all'RNA solubile per la isoleucina seppure in quantità minori che per la valina sopra 75°C). Il limite della vita verso le alte energie che consistentemente viene trovato attorno a 70° C potrebbe essere connesso proprio con questo tipo di errori.

The observation of small angle electron scattering (*)

R. P. FERRIER

Cavendish Laboratory, Cambridge University, Cambridge, Great Britain

INTRODUCTION

For many years the electron microscope has been used to study not only electron images of specimens but also their diffraction patterns. These diffraction studies have been mainly concerned with materials in which the structural periodicities are of the order 2-20 Å. If, however, it is desired to study diffraction effects from specimens with periodicities in the range 20-2000 Å, which are typical in specimens of biological interest, the corresponding Bragg angles are very small and therefore more difficult to resolve. A number of methods (1-4) have recently been found whereby such studies may be made using a conventional electron microscope and these are described in the next section.

TECHNIQUES

A) *The 3-lens method.*

The condenser lenses are used to illuminate the specimen with a coherent beam of electrons in such a way that the diffraction pattern is focused in the object plane of the second projector lens, which is then set to give a magnified image on the viewing screen. By varying the excitation of the second projector lens, it is possible to vary the effective camera length (**) in the range 10-70 m. Operating at accelerating voltages of 75-100 kV, the angular resolution is sufficient to allow diffraction spots corresponding to periodicities ≤ 1200 Å to be resolved. The particular area of the specimen

(*) Conferenza tenuta nell'Istituto Superiore di Sanità il 1° febbraio 1966.

(**) The effective camera length, L_{eff} , determines the size of the diffraction pattern on the viewing screen and is defined by the equation

$$R = L_{\text{eff}} \theta$$

where R is the radius of a diffraction ring or spot at the viewing screen and θ is the angle through which the electron beam is deviated at the specimen for the particular reflection considered.

which is of interest may be selected either by the condenser aperture or by the objective aperture. The method is best suited to examination of diffraction effects from relatively large specimen areas ($\approx 100 \mu$ in diameter).

B) (i) *Selected area microdiffraction method.*

In this method all five lenses are excited and a highly coherent beam of electrons is obtained by operating both condenser lenses at maximum excitation. The diffraction pattern is focused in the back focal plane of the objective lens and is magnified by the subsequent lenses. The « selected area » facility is introduced using a small aperture in the image plane of the objective lens which serves to define the area of the specimen contributing to the diffraction pattern. Operating at 80-100 kV, the angular resolution is $\approx 4 \times 10^{-6}$ rad, i.e., diffraction spots from crystal planes of spacing $\leq 10,000 \text{ \AA}$ can be resolved. In practice, this resolution may be fully achieved since, with the available camera lengths (50 cm — 3 m), a limit is set by the graininess of the photographic emulsion used to record the patterns.

B) (ii) *Very long camera length method.*

This is identical to method B) (i), except that the « selected area » facility is discarded. This allow very long camera lengths $\leq 800 \text{ m}$ to be obtained merely by reducing the excitation of the objective lens. The angular resolution is the same as in method B) (i) and this has been confirmed experimentally by observing the diffraction pattern from an array of randomly dispersed polystyrene latex spheres of diameter 8000 \AA .

In the methods B) (i) and B) (ii) it is easy to obtain a high resolution image of the area of the specimen contributing to the diffraction pattern and this is extremely valuable in interpreting structure.

C) *The 4-lens method.*

In this method the condenser lens settings are the same as in B) (i) and B) (ii). A virtual diffraction pattern will be formed at the image plane of the second condenser lens and this may be focused in the object plane of the second projector lens using either the objective or the first projector lens. The second projector lens then provides a magnified image on the viewing screen. The resolution is the same as in methods B) (i) and B) (ii) and effective camera lengths in the range 1-60 m can be obtained.

RESULTS

The particular method chosen for the observation of low angle electron diffraction will depend on the type of specimen which is to be examined and the required resolution.

The 3-lens and 4-lens methods are both easy to apply requiring only a very simple alignment of the electron microscope column. However, if a high resolution image is required of the same area of the specimen from which a diffraction pattern has been taken, the other lenses must first be excited and since this usually requires a re-alignment of the microscope, the relocation of the particular area is difficult. These methods are best suited to the study of diffraction or scattering from relatively large area of the specimen and they have been applied successfully in the study of electron beam deviations in the ferromagnetic films ^(1,2) and in the study of Debye-Scherrer ring patterns from biological systems ⁽³⁾. The selected area method is best suited to the study of single crystal specimens of small dimensions and useful results have been obtained in a study of beef liver catalase crystals ⁽³⁾. This study has also yielded accurate values for the cell dimensions of catalase $163 \times 62.1 \text{ \AA} \pm 1\%$ by using a gold film as a substrate to calibrate the camera length. It should be noted that the high resolution is present not only in the small angle region of a diffraction pattern but also in the high angle region and the selected area mode has been used in this way to study diffraction effects in the high angle diffraction pattern from a zinc sulphide specimen containing stacking faults ⁽³⁾.

CONCLUSIONS

The advantages of these new techniques can best be appreciated by comparing them with the existing techniques of X-ray and electron diffraction. The interaction of X-rays with matter is weaker than is the case with electrons and hence to record a diffraction pattern it is necessary either to have a relatively large specimen, which may not be readily available, or to have very long exposure times which may be of the order of days. In addition as the lattice spacings investigated become longer, the collimation of the X-ray beam becomes more critical and exposure times are again greatly increased. In comparison high resolution electron diffraction patterns can be obtained from specimen area of $< 1 \mu$ diameter with exposure times of 10-100 s. Methods of focusing X-ray are not well advanced and hence it is not possible to obtain a high resolution image in conjunction with the diffraction pattern; the same is also true with the high resolution electron diffraction cameras which are currently available. The ability of the techniques described to provide both a high resolution image and a high resolution diffraction pattern from the same specimen area is a very real advantage and it should allow considerable reduction in the computation necessary in solving structural problems by providing a coarse model of the structure to be inserted in the Fourier synthesis.

The techniques which have been described should be capable of considerable improvement. One of the major difficulties in the observation of diffraction effects close to the main beam is the large amount of inelastically scattered electrons present in this region. To overcome this problem a velocity filter has been built and coupled below the final viewing screen of the microscope and this together with a scanning system and scintillatorphotonmultiplier assembly will permit diffraction patterns consisting of only elastically scattered electrons to be displayed ⁽⁵⁾. A second improvement should be provided by using the Cambridge 750 K.V. electron microscope for low angle diffraction studies particularly in the biological field. The increased voltage will permit the examination of thicker specimens and radiation damage to delicate specimens will be considerably reduced. In addition by enclosing the specimens in a cell it should be possible to avoid damage to the high vacuum of the microscope and it may also be possible to examine diffraction patterns from biological specimens without using positive or negative stains.

REFERENCES

- (1) R. P. FERRIER. *3rd European Conference on Electron Microscopy*, Czechoslovak. Acad. of Sciences, *A115* (1964).
- (2) R. P. FERRIER & R. H. WADE. *Proc. Intern. Conf. on Magnetism*, Inst. of Physics, Nottingham 1964, p. 873.
- (3) R. P. FERRIER & R. T. MURRAY. *J. Roy. Mic. Soc.*, **85**, 323 (1966).
- (4) R. H. WADE & J. SILCOX (to be published).
- (5) P. N. DENBEIGH & C. W. B. GRIGSON. *J. Sci. Inst.*, **42**, 305 (1965).

Origine e natura molecolare della mutazione spontanea (*)

GIOVANNI E. MAGNI

Istituto di Genetica, Università degli Studi, Parma

Le ipotesi formulate in passato sull'origine delle mutazioni geniche « spontanee » (radiazioni, mutageni chimici prodotti dalla cellula, *shifts* tautomerici nelle basi del DNA) non possono essere dimostrate su base qualitativa ma sono sufficienti a giustificare quantitativamente le frequenze di mutazione spontanea osservate.

Circa la natura molecolare dei mutanti spontanei è stato osservato che nel fago T4 essi si comportano come dei « *reading frame mutants* » piuttosto che come le transizioni o le transversioni indotte da analoghi di basi (FREESE, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **45**, 622, 1959; FREESE*, *Proc. V Intern. Congr. Biochem.*, **1**, 204, 1961; ORGEL & BRENNER, *J. Mol. Biol.*, **3**, 762, 1961).

È necessario perciò formulare un modello che tenga conto sia del fatto che la maggior parte dei mutanti spontanei sono del tipo ID (*insertion-deletion*) sia delle frequenze di mutazione osservate.

L'organismo da noi studiato è *Saccharomyces cerevisiae*. La mutazione spontanea è stata studiata durante la *meiosi* (= attiva ricombinazione genetica paragonabile al ciclo riproduttivo dei fagi) e durante la *mitosi* (= assenza o quasi di ricombinazione genetica come nel ciclo di riproduzione vegetativa dei batteri)

Mutazione spontanea in meiosi

(MAGNI & VON BORSTEL, *Genetics*, **47**, 1097, 1962; MAGNI, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **50**, 975, 1963; MAGNI, *J. Cellular Comp. Physiol. Suppl. I.*, **64**, 165, 1964.

I fatti osservati sono:

— Alcuni mutanti revertono nei diploidi con più alta frequenza alla meiosi che alla mitosi.

— L'aumento della frequenza di reversione alla meiosi richiede l'appaiamento dei cromosomi nella regione del gene che deve revertire.

(*) Conferenza tenuta nell'Istituto Superiore di Sanità il 14 marzo 1966.

— Le reversioni meiotiche sono accompagnate da ricombinazione dei marcatori esterni.

Il modello formulato in base a questi fatti è il seguente:

durante la meiosi, e in generale quando avviene ricombinazione genetica, si verificano scambi ineguali tra i cromosomi (o tra le molecole di DNA) i quali producono l'inserzione o la perdita di una o più basi e di conseguenza la mutazione.

Ci si deve pertanto attendere che:

— Ogni gene strutturale presenti una frequenza di *forward-mutation* più alta alla meiosi che alla mitosi e che i mutanti meiotici così ottenuti siano del tipo ID.

— I mutanti i quali alla reversione mostrano l'« effetto meiotico » (= aumento della frequenza meiotica rispetto a quella mitotica) siano del tipo ID poichè possono revertire per un fenomeno di inserzione o delezione. Ad esempio i mutanti indotti ad acridine dovrebbero presentare l'effetto meiotico.

— I mutanti del tipo BS (sostituzione di basi) non dovrebbero mostrare l'effetto meiotico alla reversione.

— I mutanti del tipo *amber* o *ochre* (mutazioni « non senso » sopprimibili) non dovrebbero mostrare l'effetto meiotico.

Tutte queste attese si sono verificate nei nostri esperimenti e pertanto riteniamo di poter considerare attendibile il modello proposto secondo il quale *le mutazioni che si verificano durante la meiosi, o in un periodo di attivo scambio genetico, sono nella grande maggioranza del tipo inserzione e delezione di basi e sono prodotti da scambi ineguali nel materiale genetico.*

Mutazione spontanea in mitosi

(PUGLISI, materiale interamente non pubblicato)

PUGLISI è partito da una nostra precedente dimostrazione che alcune acridine avevano il potere di deprimere la frequenza di mutazione spontanea durante la mitosi ed ha formulato il seguente modello:

durante il ciclo mitotico si possono verificare due tipi di mutazione: *a)* mutazioni del tipo sostituzione di basi (probabilmente dovute a *shifts* tautomerici nelle basi); *b)* mutazioni del tipo inserzione o delezione che avrebbero il seguente meccanismo. Nel DNA a doppia elica si formano *loops* di monoelica (zone localizzate ad esempio durante la trascrizione); fattori interni (endonucleasi ad esempio) possono aggredire il DNA in queste zone e determinare la perdita di basi.

Se il modello è corretto ci si dovrebbe attendere che:

— sostanze capaci di stabilizzare la doppia elica (= aumentare il *melting point* del DNA) dovrebbero mostrare una azione antimutagena. Ciò è stato verificato largamente per le acridine e si hanno già buone evidenze per la spermidina e per l'actinomicina;

— questi agenti antimutageni dovrebbero esercitare la loro azione nella reversione di mutanti ID e non nella reversione di mutanti BS. Anche questo fatto si è dimostrato vero.

I due modelli proposti necessitano ancora di molto lavoro per una definitiva dimostrazione ma per ora rendono ragione dei fatti, non sono in contrasto con nessun dato fondamentale sulla mutagenesi e permettono di formulare in modo più razionale la futura sperimentazione sulla mutazione spontanea.

The interpretation and experimental verification of the general theory of relativity (*)

GEORG SÜSSMANN

Institut für theoretische Physik der Universität, Frankfurt/M., Deutsche Bundesrepublik.

It is just 50 years ago that Albert Einstein published the systematic paper on his celebrated General Theory of Relativity that he had developed during the few years before. What do we think now about the underlying ideas, and how did the theory stand the experimental tests?

THE MEANING OF THE THEORY

By his theory Einstein tried to solve simultaneously two seemingly different problems:

1. *The proportionality of the (active and passive) gravitation to the inertial quantity m , that we call mass.*

The passive role means that the weights $m\vec{g}$ of bodies are proportional to their inertial coefficients m , because according to Galilei all bodies falling free get the same acceleration; and the active role means that the gravitational field \vec{g} according to Newton's law is proportional to the inertial coefficients m of the bodies, by which it is generated. The equality of the active to the passive gravitational mass-quantity is a consequence of Newton's reaction principle (action-reaction). But the equality of the inertial to the (common) gravitational mass was an unsolved problem, until Einstein postulated the exact equality as a basis of his new theory of gravity. He interprets the gravitational force as a kind of inertial force, similar to the centrifugal force of Huygens, the acceleration force of d'Alembert or the rotation-motion force of Coriolis. According to Einstein a freely falling body is entirely equivalent to a freely moving body; and moving freely means: performing a geodetic line in the $(3 + 1)$ -dimensional continuum called spacetime. As the distances of freely falling bodies are not linear functions of time,

(*) Conferenza tenuta nell'Istituto Superiore di Sanità il 27 aprile 1966.

space must be non-euclidean. In small regions the laws of the special theory of relativity should hold, therefore the infinitesimal structure of space-time should be that of a Minkowski space. So we arrive at the conclusion that space-time is a Riemann-Einstein manifold of dimension 4 ($= 3 + 1$) and signature $2 = (3 - 1)$. Its deviation from the Minkowski structure (in the next by one infinitesimal vicinity) is given by the Riemann curvature tensor $R^k_{\lambda\mu\nu}$, which has a simple physical meaning: $a^k = R^k_{\lambda\mu\nu} u^\lambda u^\nu s^\mu$ is the relative acceleration of two freely moving bodies which are connected by the small distance vector s^μ and move with the relativistic velocity $u^\lambda = dx^\lambda/dt$ (where $dt = \sqrt{g_{\lambda\nu} dx^\lambda dx^\nu}$). The structure of space-time is not fixed *a priori*, but is considered to be a field $g_{\lambda\nu}(x)$, that is strongly influenced by the (not uniquely prescribed) distribution of the ponderable matter. It can and has to be measured by material clocks and rods (the use of rods may be eliminated). Einstein postulated his famous field equation

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -8\pi\gamma T_{\mu\nu}$$

to supersede the Laplace equations of Newton's gravitation theory. Here $R_{\mu\nu}$ and R may be taken easily from $R^k_{\lambda\mu\nu}$, which is a rather simple derivative of $g_{\lambda\nu}$, $T_{\mu\nu}$ is the energy-momentum density tensor of ponderable matter, and γ is Newton's gravitation constant. Einstein's equation unified gravitation with geometry and chronology. At once it became an important basis for cosmological considerations and speculations.

2. *The relativity of all concepts of space, time and motion.*

During his invention of the relativity theories Einstein was convinced to follow the ideas of Ernst Mach, who had postulated that such «metaphysical» concepts as space, time, ether have no physical reality. The ether concept had been introduced by Huygens to define the velocity of light propagation. And the notions of absolute space and time had been introduced by Newton to define the (tangential and normal) accelerations and the rotations of bodies in a unique, mechanically relevant way. So Newton was able to construct the dynamical system of classical mechanics and to decide objectively between the astronomical systems of Ptolemaeus and Copernicus in favour of the latter. In Newton's theory some relative space-times or coordinate systems are distinguished absolutely from the others: in these «inertial systems» all inertial forces (besides gravity) disappear. The same holds for the special theory of relativity. Mach questioned this procedure by his principle that all motions be relative. He proposed to reinterpret Newton's absolute accelerations and rotations as being relative to the distant masses of the universe, which constitute the system of galaxies. In his special theory

Einstein succeeded to perform Mach's program with respect to the velocity notion; he could abandon the lumiferous ether from physics and natural philosophy. Now in his general theory he tried to do the same with respect to the acceleration concepts, including that of rotation. In 1916 he thought to have solved this problem, too. He argued that in a Riemannian space all nonsingular coordinate systems are allowed and none of them is distinguished absolutely from the others. He wrote that this general covariance of the equations « *dem Raum und der Zeit den letzten Rest physikalischer Gegenständlichkeit nehme* » (« would take away from space and time all physical objectivity »). But Mach rejected Einstein's claim to have performed his relativistic program (1).

Some years later the famous mathematician Hermann Weyl (2) pointed out that the inertial properties of bodies are introduced from the beginning into Einstein's theory and are not produced by the cosmical masses, as Mach had postulated and Einstein had claimed to have formulated. Later on, V. Fock worked out this view (3) which is now accepted by the experts that work in this field. Acceleration (and rotation) are absolute or invariant concepts; they may be defined in a purely chronogeometrical way without using coordinates: acceleration simply means deviation from a geodetic motion. Therefore, even in an empty space-time one could decide operationally, whether a probe body is being rotating or not. The pendulum experiment of Foucault is a possible method. Within Einstein's theory it is by no means sure, that the Foucault day has exactly the same length as the sidereal day, defined by the light rays coming from the galaxies. The famous logician K. Gödel (4) has given a solution of Einstein's field equation, according to which the cosmical masses would rotate relative to the inertial compass. Therefore it makes good sense to call Einstein's four-dimensional manifold an absolute space-time, which in many respects is similar to Newton's. The main difference is that in Newton's space-time one can have universal inertial systems, whereas in Einstein's generally there is none. But within small pieces of this space-time, we do have inertial systems. They even define the basis for the physical interpretation of the theory, because here the laws of the special theory hold. The general theory is more general not with respect to the relativity problem, but only by inclusion of gravity and space-time curvature. We do not really change Einstein's theory;

(1) Some years ago a letter of Einstein to Mach from 1913 was found c. f. *Physikalische Blätter*, **16**, 571 (1960). Mach answered in his book *Physikalische Optik* (1913) Vorwort.

(2) H. WEYL, *Raum, Zeit, Materie*, Berlin 1923; *Massenträgheit und Kosmos*, *Die Naturwissenschaften*, **12**, 197 (1924).

(3) V. FOCK, *The Theory of Space, Time and Gravitation*, Pergamon, 1959 (Translated from Russian).

(4) c.f. *Einstein, Philosopher Scientist*, P. Schilpp, Ed., Evanston, 1949.

we reinterpret it. Space and time cannot be eliminated from physics nor treated as superfluous, subsidiary notions. In Einstein's theory they are considered to be real physical fields with own degrees of freedom: there can be gravitational waves. Generally it is not possible to formulate universal conservation laws for energy and momentum.

THE EXPERIMENTAL VERIFICATION

As Newton's gravitation theory and the special of relativity are limiting cases of Einstein's gravitation theory, any confirmation of the two former, of course, is also a verification of the latter. From a theoretical point of view, Einstein's generalization is very appealing. To prove the differences is rather difficult, because the coupling constant γ of the gravitational interaction is extremely small: in atomic units $c = 1$, $\hbar = 2\pi$, $m_p = 1$ it is of the order of 10^{-40} . E.g. the gravitational attraction of an electron by a proton is about 10^{-40} times smaller than the electrical one.

1. *The experiment of Eötvös* proved the proportionality of the (passive) gravitational mass m_g to the inertial mass m_I . It was repeated by R. H. Dicke with a new method, a torsion pendulum that was made very sensitive to the tidal forces. The result

$$|(m_g : m_I)_{Au} - (m_g : m_I)_{Al}| \leq 10^{-11}$$

is very accurate indeed (R. H. DICKE, *The Theoretical Significance of Experimental Relativity*, New York, 1964).

2. *Gravitational red shift*. A photon running against a gravitational field loses energy. The theoretical prediction was confirmed with an accuracy of 5% for sun light (c. f. R. H. DICKES' book) and with an accuracy of 1% for γ -rays in the laboratory by the Mössbauer effect (R. V. POUND & I. L. SNIDER, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 539, 1964).

3. *Advance of the perihelion*. For the planet Mercury the predicted value (42.89"/100a) could be verified by the astronomers with an accuracy of 1%. The smaller effects for Venus (8.4/100a) and Earth (3.8"/100a) are consistent with the observations.

4. *Deflexion of light rays by the sun*. The calculated values (1.75") lies within the range of the measured ones (1.43" to 2.7").

5. *Distance of Venus*. I. I. Shapiro proposed (in *Phys. Rev. Letters*, **13**, 789, 1964) to measure the distance of the planet Venus by a radar signal with $\lambda = 4$ cm. The time of flight amounts to 1400 s; the deviation of Einstein's value from Newton's may reach 120 μ s. The Lincoln-Laboratories will perform this measurement next year, and at the MIT an experiment with

satellites is planned. Other developments are mentioned by F. J. Dyson in his *Lecture held at the American Mathematical Society Summer Seminar*, Cornell University, 1965.

6. *Precession of a rigid top (in a satellite)* (L. I. SCHIFF, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **46**, 871, 1960). An experiment is planned by Fairbank (Stanford).

7. *Gravitational waves*. Are very difficult to identify because of the small value of γ . Most attempts have been made in Maryland. (J. WEBER: *General Relativity and Gravitational Waves*, New York, 1961).

8. *Cosmology*. The Hubble effect fits very well into Einstein's theory. By means of the quasistellar radio-sources we hope to make further progress in cosmography. The Bell Telephone Laboratories have found a radiation with $\lambda = 7.3$ cm and $T = 3.5^\circ\text{K}$, which may be interpreted as being emitted from a singular point in cosmic history. It seems to be difficult to interpret such an effect by the steady state cosmology, that is based on an Euclidean space.

For the nuclear physicist, gravitation is an extremely weak interaction. Nobody knows, how to quantise its field, but it is often assumed that it should have quanta, called gravitons, with zero mass and spin 2.

SOME FURTHER LITERATURE

- Gravitation: an introduction to current research*, L. Witten, Ed., New York 1962.
Gravitation and Relativity, H. Y. Chiu and W. F. Hoffman, Eds., New York 1964.
 G. SÜSSMANN, *Relativitätstheorie, die Umschau in Wissenschaft und Technik*, 1956.
 J. EHLERS, *Neuere Entwicklungen in der allgemeinen Relativitätstheorie*, Physikertagung 1965 Frankfurt a.M. - Höchst, Teubner, Stuttgart 1965.